ПОВЕРХНОСТЬ. РЕНТГЕНОВСКИЕ, СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, 2022, № 8, с. 50–55

УДК 538.971

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ И ТРАНСПОРТНАЯ ДЛИНЫ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЗОНЫ МОДИФИКАЦИИ РЕЗИСТА В ИОННОЙ ЛИТОГРАФИИ

© 2022 г. Я. Л. Шабельникова[a], *, С. И. Зайцев[a]

[a] *Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, 142432 Россия*

**e-mail: janeshabeln@yandex.ru*

Поступила в редакцию 26.12.2021 г.
После доработки 22.02.2022 г.
Принята к публикации 28.02.2022 г.

Одним из способов использования фокусированного ионного пучка в литографических процессах для создания наноструктур является экспонирование специальных чувствительных материалов – резистов. В результате экспонирования растворимость такого материала увеличивается (“позитивный” резист) или, наоборот, уменьшается (“негативный” резист), что позволяет путем селективного облучения и последующего проявления сформировать на подложке заранее заданный рисунок. Настоящая работа направлена на развитие теоретических основ этого метода ионной литографии. Рассматривается практически важный случай торможения тяжелых ионов в органическом резисте, где средняя атомная масса много меньше, чем у налетающего иона. Получены выражения для энергетической и транспортной длин пробега ионов. Расчеты проведены в предположении степенного потенциала взаимодействия. Энергетическая длина характеризует глубину проникновения ионов в материал, а транспортная связана с расширением пучка ионов из-за рассеяния, поэтому эти длины являются основными характеристиками зоны, в которой поглощается энергия пучка ионов. Полученные выражения, предположительно, лягут в основу аналитического описания распределения поглощенной энергии, использование которого позволит до проведения эксперимента оценивать размеры зоны трансформации резиста пучком ионов.

Ключевые слова: ионная литография, резист, полиметилметакрилат, энергетическая длина, транспортная длина, степенной потенциал, сечение рассеяния, тормозная способность.

DOI: 10.31857/S102809602208012X

ВВЕДЕНИЕ

Ионная литография, основанная на облучении чувствительного резиста пучком частиц [1–6], имеет ряд преимуществ перед широко используемым методом электронной литографии [7–9]. Это и более высокая эффективность, поскольку большая часть энергии пучка поглощается резистом и тратится на его трансформацию, и лучшее предельное пространственное разрешение, так как траектории ионов более короткие и прямые, чем у электронов, и отсутствие паразитной засветки резиста вторичными частицами, так называемого “эффекта близости” [10, 11]. Однако несмотря на преимущества, применяется этот метод достаточно редко, хотя в последнее время можно отметить некоторое возрастание интереса к нему [12–17]. В основном для облучения резиста используют легкие ионы He [12, 14] или Ne [13].

Помочь повысить интерес к методу ионной литографии и осветить преимущества использования более тяжелых ионов (например, из ряда инертных газов) и резистов большей плотности может понимание влияния характеристик пучка ионов и резиста на конкретные размеры области модификации облучаемого материала. Для этого в предположении, что мерой модификации является плотность поглощенной энергии, нужно получить описание пространственного распределения энергии, куда в качестве параметров будут входить величины, характеризующие процессы торможения и рассеяния ионов. Кроме того, информация о размерах области резиста, поглотившей энергию, важна для планирования эксперимента по ионной литографии, возможности оценивать размер зоны модификации до проведения экспериментов, разрешение и время экспозиции. Эта информация может быть не только результатом численного моделирования, но и, что более удобно, представлена в виде аналитических выражений.

Ранее [18] на основе данных моделирования методом Монте-Карло было показано, что распределение поглощенной энергии по глубине резиста зависит от энергетической длины ионов (средней длины пробега ионов в резисте). Распределение же в плоскости резиста, согласно [19], связано со средним углом рассеяния и транспортной длиной пробега ионов. Это верно, по крайней мере, для случаев, когда энергия, переносимая каскадами смещенных атомов, составляет не более 10% всей энергии ионного пучка, и влиянием каскадов можно пренебречь. Проведенные авторами [20] оценки показали, что тяжелые ионы до 90% своей энергии могут передавать атомам резиста, смещая их, и тогда каскады приводят к существенному перераспределению энергии и увеличению как глубины, так и ширины зоны взаимодействия на десятки процентов. Однако получить описание распределения поглощенной энергии без учета каскадов смещенных атомов важно по двум причинам. Во-первых, оно может применяться в случае легких ионов ($Z < 10$), когда влиянием каскадов можно пренебречь. Во-вторых, на его основе в дальнейшем можно будет вывести учитывающее каскады распределение энергии как свертку функции распределения без учета каскадов и функции каскадного размытия энергии. Поэтому для полностью аналитического описания распределения поглощенной энергии важно получить выражения для энергетической и транспортной длин.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ДЛИНА ИОНОВ

Среднюю длину пробега ионов в резисте R можно вычислить, опираясь на величину энергии, поглощенной слоем резиста толщиной dx за счет упругих взаимодействий [21–23]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = -nS_n(E). \tag{1}$$

Здесь n – концентрация атомов мишени, $S_n(E)$ – ядерное тормозное сечение:

$$S_n(E) = \int\limits_0^{\Lambda E} T\frac{d\sigma}{d\Omega}d\Omega, \tag{2}$$

$$\Lambda = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2} = \frac{4\gamma}{(1+\gamma)^2}, \tag{3}$$

$T = \Lambda E\sin^2(\alpha/2)$ – энергия, переданная при рассеянии иона массой M_1 с энергией E на атоме массой M_2, α – угол рассеяния в системе центра масс иона пучка и атома мишени [24], $\gamma = M_1/M_2$ и $d\sigma/d\Omega$ – дифференциальное сечение рассеяния. Энергетическая длина, т.е. расстояние, при прохождении которого ион, первоначально имевший энергию E_0, потеряет ее всю, будет равна:

$$R = \int\limits_{E_0}^{0}\frac{dE}{dE/dx} = \int\limits_0^{E_0}\frac{dE}{nS_n(E)}. \tag{4}$$

Строго говоря, при торможении ион теряет энергию в ходе как упругих соударений (или ядерных, при которых происходит взаимодействие с атомом мишени как с целым), так и неупругих (или электронных, сопровождающихся выбиванием электронов из атомных оболочек). Однако с помощью моделирования распределения поглощенной энергии [18] было показано, что для тяжелых ионов с атомными номерами $Z > 20$ и энергией порядка нескольких десятков кэВ электронные потери составляют не более ~10%, и, следовательно, не играют ключевой роли.

Дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega$ определяется потенциалом взаимодействия сталкивающихся частиц $V(r)$ через прицельный параметр и интеграл столкновений [24]. Для быстрых ионов, у которых приведенная энергия

$$\varepsilon = \frac{E}{Z_1Z_2e^2}\frac{a}{(1+\gamma)}, \tag{5}$$

много больше единицы (здесь Z_1 и Z_2 – атомные номера налетающего иона и атома мишени соответственно, $a = 0.885a_0\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{-1/2}$ – радиус Томаса–Ферми, $a_0 = 0.0529$ нм – радиус Бора), хорошо работает [22, 23, 25, 26] кулоновский потенциал взаимодействия

$$V(r) = \frac{Z_1Z_2e^2}{r}, \tag{6}$$

которому соответствует сечение Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1Z_2e^2(1+\gamma)}{4E}\right)^2\frac{1}{\sin^2\alpha/2}. \tag{7}$$

В случае медленных частиц ($\varepsilon < 1$) экранирование кулоновского потенциала электронами становится существенным. Для учета экранирования в литературе были предложены различные потенциалы, большинство из них в виде [22, 27]:

$$V(r) = \frac{Z_1Z_2e^2}{r}\left[\sum_{i=0}^{n}c_i\exp\left(-d_i\frac{r}{a}\right)\right]. \tag{8}$$

С потенциалами такого вида весьма сложно проводить аналитические вычисления. Поэтому резонно заменить реальный потенциал потенциалом, имеющим простое аналитическое выражение, но справедливым в некоторой ограниченной области значений энергии. Этому критерию удовлетворяет степенной потенциал [23, 25, 26]:

$$V_s(r) = \frac{Z_1Z_2e^2}{r^s}\frac{k_sa^{s-1}}{s}, \tag{9}$$

где $s = 1, 2, 3$; $k_s = \text{const}$. Высоким энергиям ($\varepsilon \gg 1$), как уже было отмечено, соответствует потенциал Кулона и $s = 1$. Для столкновений атомов не очень больших энергий хорошие результаты получаются со степенным потенциалом с $s = 2$, которому соответствует сечение [23]:

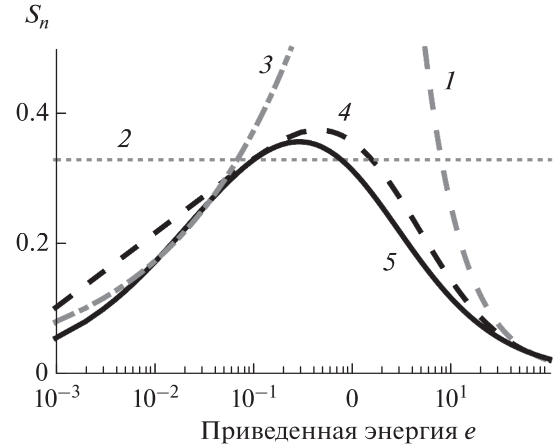

Рис. 1. Ядерная тормозная способность для степенного потенциала при $s = 1$ (*1*), 2 (*2*), 3 (*3*), а также потенциалов Томаса–Ферми–Фирсова (*4*) и “Kr–C” (*5*).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4.1aZ_1Z_2e^2(1+\gamma)}{32\pi E}\frac{1}{\sin^3\alpha/2}. \tag{10}$$

А для рассеяния медленных ионов ($\varepsilon \ll 1$) – $s = 3$ и сечение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 0.179\left(\frac{Z_1Z_2e^2a^2(1+\gamma)}{E}\right)^{2/3}\frac{1}{\sin^{8/3}\alpha/2}. \tag{11}$$

Для вычисления энергетической длины удобно перейти к приведенной ядерной тормозной способности $s_n(\varepsilon)$, которая связана с $S_n(E)$ как:

$$s_n(\varepsilon) = \frac{\varepsilon/E}{\pi a^2\Lambda}S_n(E). \tag{12}$$

Тогда выражение (4) для “энергетической длины” преобразуется в

$$R = \frac{L_0\left(Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3}\right)}{\Lambda}\int_0^{\varepsilon_0}\frac{d\varepsilon}{s_n(\varepsilon)}, \tag{13}$$

где $L_0 = 1/(\pi(0.885a_0)^2n)$. Расчет приведенной ядерной тормозной способности согласно (12) и (2), (3), (5) с сечениями (7), (10), (11) для степенного потенциала приводит к

$$s_n(\varepsilon) = \begin{cases} \dfrac{L}{2\varepsilon}, & s = 1; \\ 0.327, & s = 2; \\ 1.07K\varepsilon^{1/3}, & s = 3. \end{cases} \tag{14}$$

Здесь L – кулоновский логарифм и $K = 0.75$ – поправочный коэффициент.

Приведенная ядерная тормозная способность для разных степеней потенциала, вычисленная согласно (14), показана на рис. 1. Там же приведена $s_n(\varepsilon)$ для потенциала Томаса–Ферми–Фирсова [28] и для приближения Мольера (потенциала для ионов с диапазонами атомных масс Kr–C) [29]. Последнее, как было отмечено, в том числе в [27], позволяет получить более точные количественные данные, чем использование статистической модели Томаса–Ферми. Поэтому, чтобы $s_n(\varepsilon)$ при $s = 3$ была наиболее близка к данным для Kr–C-потенциала, был введен поправочный коэффициент K.

Графическим способом по данным рис. 1 были определены значения приведенной энергии $\varepsilon_{12} \approx 8$ и $\varepsilon_{23} \approx 0.07$, при которых кривые $s_n(\varepsilon)$, рассчитанные для разных степеней потенциала, пересекаются. В предположении, что при $\varepsilon_{23} \le \varepsilon \le \varepsilon_{12}$ действует $s_n(\varepsilon)$ для $s = 2$, при бóльших значениях приведенной энергии – для $s = 1$, а при меньших – для $s = 3$, кусочно-непрерывная функция (14) была проинтегрирована согласно (13). В результате для энергетической длины было получено выражение:

$$R = \frac{L_0\left(Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3}\right)}{\Lambda}\left[\begin{gathered}\Theta(\varepsilon_0-\varepsilon_{12})\left(\frac{\mathrm{li}(A\varepsilon_{12}) - \mathrm{li}(A\varepsilon_0)}{0.25A^2} + \frac{\varepsilon_{12}-\varepsilon_0}{0.327}\right) + \\ + \left(\Theta(\varepsilon_0-\varepsilon_{23}) - \Theta(\varepsilon_0-\varepsilon_{12})\right)\frac{\varepsilon_0-\varepsilon_{12}}{0.327} + \frac{1.4\min\left(\varepsilon_0^{2/3},\ \varepsilon_{23}^{2/3}\right)}{K}\end{gathered}\right], \tag{15}$$

где $\mathrm{li}(A\varepsilon)$ – интегральный логарифм, а также

$$A = \frac{\left(Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3}\right)^{1/2}}{8pZ_1Z_2(1+\gamma)0.885}, \tag{16}$$

$p = 1836M_1$ – отношение массы иона к массе электрона и $\Theta(\varepsilon)$ – функция Хевисайда.

Энергетическая длина (15) была рассчитана для органического резиста – полиметилметакрилата, часто используемого в литографии, и широкого диапазона атомных масс налетающих ионов. Результат показан на рис. 2, там же для сравнения приведены значения, полученные по данным моделирования методом Монте-Карло с помощью программы SRIM [30]. Можно отметить хорошее совпадение представленных кривых. Оценочные расчеты показали, что для энергии 10–50 кэВ пучка ионов тяжелее Ne относительное среднеквадратичное отклонение рассчитанной по программе SRIM и вычисленной по формулам для степенного потенциала кривых находится в пределах 2–12%. В случае более легких ионов выражение (15) плохо описывает энергетическую длину. Но это не результат использования степенного потенциала, а след-

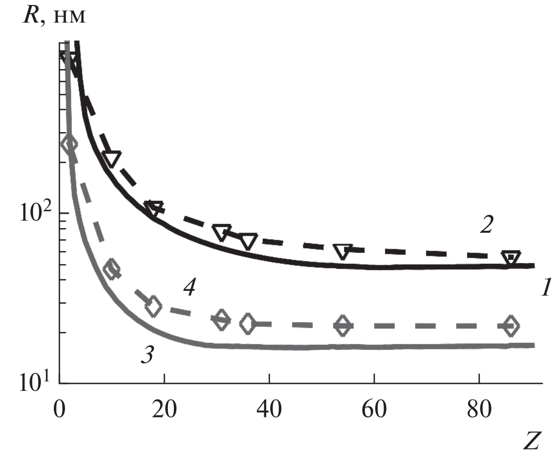

Рис. 2. Энергетическая длина ионов в зависимости от атомного номера для степенного потенциала (*1*, *3*) и рассчитанная по данным SRIM (*2*, *4*). Расчетные величины для энергии пучка ионов и 50 (*1*, *2*) и 10 (*3*, *4*) кэВ.

ствие рассмотрения только упругих (ядерных) потерь при торможении в материале. Для ионов с $Z < 10$ и энергией 10–50 кэВ $\varepsilon \geq 1$. В этом случае основной механизм потерь энергии – это ионизация или неупругое взаимодействие с электронами. А значит выражение (1) уже нельзя использовать для получения оценок энергетической длины.

ТРАНСПОРТНАЯ ДЛИНА ИОНОВ

Отвечающая за радиальный размер зоны поглощенной энергии транспортная длина ионов

$$L_{\text{tr}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{tr}}} \tag{17}$$

определяется транспортным сечением

$$\sigma_{\text{tr}} = \int (1 - \cos\theta) \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \tag{18}$$

и имеет физический смысл отрезка траектории, который необходимо пройти иону, чтобы рассеяться на значительный угол – порядка π рад [19]. В выражении (18) θ – угол рассеяния; $d\sigma/d\Omega$ – дифференциальное сечение рассеяния; $d\Omega$ – элемент телесного угла в лабораторной системе отсчета. Выражения (7), (10) и (11) задают сечения рассеяния в системе центра масс. Разницей между лабораторной системой и системой центра масс можно пренебречь, когда легкая частица налетает на тяжелую, но не в рассматриваемом случае рассеяния тяжелых ионов в легких резистах. В данном случае следует перейти от системы центра масс (CMS) к лабораторной системе (LS), используя соотношения [19]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CMS}} d\Omega_{\text{CMS}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{LS}} d\Omega_{\text{LS}}, \tag{19}$$

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\sin\alpha}{\cos\alpha + \gamma}. \tag{20}$$

Можно отметить, что при расчете энергетической длины вычисление сечения в лабораторной системе не требовалось, поскольку в (2), (3) входит правая часть (19) и α (угол рассеяния в системе центра масс). Для транспортной длины тоже можно, учитывая (19), избежать вычисления $(d\sigma/d\Omega)_{\text{LS}}$, но угол θ в таком случае необходимо выразить через α с помощью (20). Выражение (18) для транспортного сечения примет следующий вид:

$$\sigma_{\text{tr}} = 2\pi\int_0^{\pi}\left(1 - \frac{\cos\alpha + \gamma}{\sqrt{1 + 2\gamma\cos\alpha + \gamma^2}}\right)\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CMS}} \sin\alpha d\alpha. \tag{21}$$

В результате вычисления транспортного сечения согласно (21) с дифференциальными сечениями (7), (10), (11) для степенного потенциала получаем:

$$\sigma_{\text{tr}} = \begin{cases} \dfrac{\pi a^2}{2\varepsilon^2(1+\gamma)^2}\left[\ln\left(\dfrac{(1+\gamma)^2}{\varepsilon A}\right) - \min\left(\gamma^2, 1\right)\right], & s = 1; \\ \dfrac{4.1a^2}{4\varepsilon}\left[\dfrac{\arcsin\Lambda^{1/2}}{\gamma^{1/2}} - \dfrac{2\min(\gamma,1)}{(1+\gamma)}\right], & s = 2; \\ \dfrac{4\pi\times 1.79a^2}{\varepsilon^{2/3}}\left[\dfrac{(1+2\gamma)}{2\gamma}\Lambda^{1/3}B_{\Lambda}\left(\dfrac{2}{3},\dfrac{1}{2}\right) - \dfrac{6\min(\gamma,1)}{(1+\gamma)}\right], & s = 3. \end{cases} \tag{22}$$

Здесь $B_{\Lambda}\left(\frac{2}{3},\frac{1}{2}\right) = \int_0^{\Lambda} t^{-1/3}(1-t)^{-1/2}\,dt$ – неполная бета-функция.

В рассматриваемом случае тяжелых ионов пучка ($\gamma \gg 1$) в (22) для $s = 1$ вторым слагаемым в квадратных скобках можно пренебречь, а также, учитывая, что $\Lambda \ll 1$, воспользоваться приближениями $\arcsin\Lambda^{1/2} \approx \Lambda^{1/2} + (\Lambda^{1/2})^3/6$ и для подынтегрального выражения бета-функции $(1 - t)^{-1/2} \approx 1 + t/2$. Это позволяет получить окончательное выражение для транспортной длины в виде:

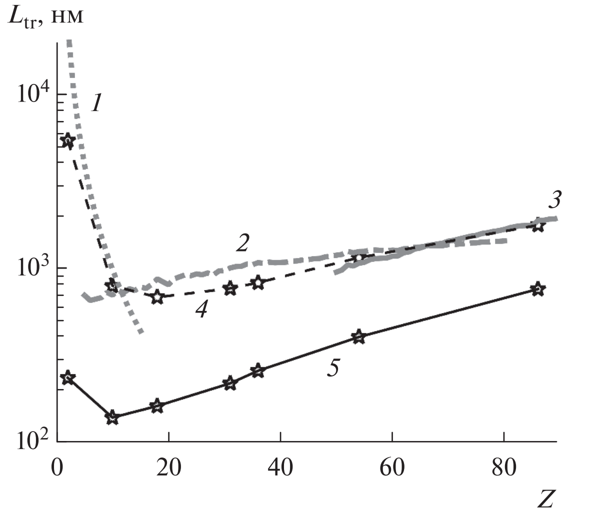

Рис. 3. Зависимость транспортной длины ионов от атомного номера для разных степеней потенциала при $s = 1$ (*1*), 2 (*2*), 3 (*3*), а также расчет L_{tr} по данным программы SRIM с учетом только однократного (*4*) и многократного (*5*) рассеяния вдоль траектории; $E_0 = 30$ кэВ.

$$L_{tr} = \begin{cases} \dfrac{2L_0\varepsilon^2(1+\gamma)^2\left(Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3}\right)}{\ln\left[(1+\gamma)^2/(\varepsilon A)\right]}, & s = 1; \\ \dfrac{3\pi L_0\varepsilon(1+\gamma)^3\left(Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3}\right)}{4,1\gamma}, & s = 2; \\ \dfrac{5L_0\varepsilon^{2/3}\gamma^3\left(Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3}\right)}{6.45}, & s = 3. \end{cases} \quad (23)$$

Транспортная длина (23) для разных степеней потенциала показана на рис. 3, там же приведены результаты расчета по данным программы SRIM. Расчет в приближении степенного потенциала практически совпадает (среднеквадратичное отклонение не более 1%) с результатами моделирования, когда транспортная длина рассчитывается с учетом только однократного рассеяния иона. В случае моделирования методом Монте-Карло с рассмотрением многократного рассеяния вдоль траектории соответствие между кривыми хуже, значения транспортной длины сильно занижены, поскольку в процессе торможения с потерей энергии растет и угол рассеяния. Однако ни (23), ни само определение транспортной длины этот факт не учитывают.

Можно отметить, что кривые на рис. 3 для разных степеней потенциала пересекаются при $Z \approx 10$ и 60, что соответствует значениям приведенной энергии 2.5 и 0.05. Это в целом свидетельствует о приемлемости выбора значений $\varepsilon_{12} \approx 8$ и $\varepsilon_{23} \approx 0.07$ в качестве границ диапазонов приведенной энергии, в которых действует определенная степень потенциала s. Также можно отметить, что в случае тяжелых ионов транспортная длина медленно (не быстрее чем $\sim M_1^{19/9}$ согласно оценке, полученной из (23)) возрастает с ростом атомной массы ионов. Здесь реализуется случай рассеяния тяжелых частиц на мишени из легких атомов (для полиметилметакрилата среднее значение $M_2 \sim 3.6$), т.е. $\gamma \gg 1$, и угол рассеяния ограничен величиной M_2/M_1. По-видимому, из-за этого, несмотря на увеличение сечения (11), транспортное сечение (которое при малых углах рассеяния равно половине среднего квадрата угла рассеяния) убывает, что и обуславливает рост транспортной длины. На качественном уровне возрастание транспортной длины означает, что траектории ионов становятся все более прямыми, рассеяние пучка в резисте уменьшается, как и радиальный размер зоны поглощенной энергии. Это, вероятно, свидетельствует о возможности создания структур с высоким отношением размеров при использовании в литографическом процессе тяжелых ионов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выведены выражения для энергетической и транспортной длин в приближении степенного потенциала взаимодействия бомбардирующих ионов с атомами резиста. Указаны диапазоны значений приведенной энергии, в которых следует применять формулы для той или иной степени потенциала. Рассмотрены предпосылки вхождения энергетической и транспортной длин в качестве параметров в распределение плотности поглощенной энергии. Полученные выражения позволят определить, с какой скоростью изменяются размеры области резиста, поглощающей энергию, в зависимости от массы и энергии используемых ионов. Вывод эмпирического выражения для описания плотности поглощенной энергии находится в планах дальнейшей работы авторов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Госзадание № 075-00355-21-00).

Конфликт интересов: авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Komuro M., Atoda N., Kawakatsu H.* // J. Electrochem. Soc.: Solid State Sci. Technol. 1979. V. 126. № 3. P. 483. https://doi.org/10.1149/1.2129067
2. *Kubena R.L., Ward J.W., Stratton F.P., Joyce R.J., Atkinson G.M.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1991. V. 9. № 6. P. 3079. https://doi.org/10.1116/1.585373
3. *Mladenov G.M., Braun M., Emmoth B., Biersack J.P.* // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. P. 2534. https://doi.org/10.1063/1.335932

4. *Winston D., Ferrera J., Battistella L., Vladár A.E., Berggren K.K.* // Scanning. 2012. V. 34. № 2. P. 121. https://doi.org/10.1002/sca.20290
5. *Melngailis J.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1998. V. 5. № 2. P. 469. https://doi.org/10.1116/1.583937
6. *Notte J., Ward B., Economou N., Hill R., Percival R., Farkas L., McVey S.* // AIP Conf. Proc. 2007. V. 931. P. 489. https://doi.org/10.1063/1.2799423
7. *Broers A.N., Molzen W.W., Cuomo J.J. Wittels N.D.* // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. № 9. P. 596. https://doi.org/10.1063/1.89155
8. *Haller I., Hatzakis M., Srinivasan R.* // IBM J. Res. Development. 1968. V. 12. № 3. P. 251. https://doi.org/10.1147/RD.123.0251
9. *Tseng A.A., Chen K., Chen C.D., Ma K.J.* // IEEE Trans. Electron. Pack. Manuf. 2003. V. 26. № 2. P. 144. https://doi.org/10.1109/TEPM.2003.817714
10. *Chang T.P.H.* // J. Vac. Sci. Technol. 1975. V. 12. P. 1271. https://doi.org/10.1116/1.568515
11. *Owen G., Rissman P.* // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. № 6. P. 3537. https://doi.org/10.1063/1.332426
12. *Sidorkin V., Van Veldhoven E., Van Der Drift E., Alkemade P., Salemink H., Maas D.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 2009. V. 27. № 4. P. 53. https://doi.org/10.1116/1.3182742
13. *Winston D., Manfrinato V.R., Nicaise S.M., Cheong L.L., Duan H., Ferranti D., Marshman J., McVey S., Stern L., Notte J., Berggren K.K.* // Nano Lett. 2011. V. 11. № 10. P. 4343. https://doi.org/10.1021/nl202447n
14. *van Veldhoven E., Sidorkin V., Chen P., Alkemade P., van der Drift E., Salemink H., Zandbergen H., Maas D.* // Microsc. Microanal. 2010. V. 16. № S2. P. 202. https://doi.org/10.1017/s1431927610063270
15. *Mladenov G.M., Vutova K.J., Koleva E.G.* // Phys. Chem. Solid State. 2009. V. 10. № 3. P. 707.
16. *Cai J., Zhu Z., Alkemade P.F.A., van Veldhoven E., Wang Q., Ge H., Rodrigues S.P., Cai W., Li W.D.* // Adv. Mater. Interfaces. 2018. V. 5. № 12. P. 1800203. https://doi.org/10.1002/admi.201800203
17. *Kalhor N., Mulckhuyse W., Alkemade P., Maas D.* // Proc. SPIE. 2015. V. 9425. P. 942513. https://doi.org/10.1117/12.2085791
18. *Shabelnikova Ya.L., Zaitsev S.I.* Ion Beam Lithography with Resist Exposure: Simulation and Fitting of the Deposited Energy Distribution // Proc. 26th Int. Symp. Phys. Technol. Minsk, 2018. P. 161.
19. *Рязанов М.И., Тилинин И.О.* Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц. М.: Энергоатомиздат, 1985. 155 с.
20. *Шабельникова Я.Л., Зайцев С.И.* // Наноиндустрия. 2020. № S96-2. С. 753. https://doi.org/10.22184/1993-8578.2020.13.3s.753.755
21. *Lindhard Y.J., Scharff M., Schiøt H.E., København T.* // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1963. V. 33. № 14. P. 44.
22. *Gnaser H.* Low-Energy Ion Irradiation of Solid Surfaces. Berlin: Springer, 1999. 293 p.
23. *Готт Ю.В., Явлинский Ю.Н.* Взаимодействие медленных частиц с веществом и диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1973. 129 с.
24. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. Изд. 4-е. М.: Наука, 1988. 216 с.
25. *Sigmund P.* // Rev. Roum. Phys. 1972. V. 17. P. 1079.
26. *Lindhard J., Nielsen V., Scharff M., Dan. Vidensk K.* // Selsk. Mat. Fys. Medd. 1968. V. 36. P. 10.
27. *Борисов А.М., Машкова Е.С.* Физические основы ионно-лучевых технологий. I. Ионно-электронная эмиссия. М.: Университетская книга, 2011. 141 с.
28. *Фирсов О.Б.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. № 3. С. 696.
29. *Wilson W.D., Haggmark L.G., Biersack J.P.* // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. P. 2458.
30. *J. Ziegler*. SRIM – the Stopping and Range of Ions in Matter. http://www.srim.org/

Energy and Transport Lengths for Resist Modification Volume Description in Ion Beam Lithography

Ya. L. Shabelnikova[1], *, S. I. Zaitsev[1]

[1]Institute of Microelectronic Technology Problem and High Purity Material RAS, Chernogolovka, 142432 Russia
**e-mail: janeshabeln@yandex.ru*

One of the ways to employ a focused ion beam in lithographic processes to create nanostructures is to expose special sensitive materials called resists. After the exposure, the solubility of such a material increases (“positive” resist) or, conversely, decreases (“negative” resist). The selective resist irradiation and subsequent manifestation make it possible to create a predetermined pattern on the substrate. This work is aimed at developing the theoretical foundations of this ion lithography method. The practically important case of heavy ions stopping in an organic resist, in which the average atomic mass is much less than that of incident ion is considered. Expressions for the energy length (or Range) and transport lengths of ions are obtained. The calculations are carried out under the assumption of a power-law interaction potential. The energy length length characterizes the depth of ion penetration into the material, and the transport length is associated with the expansion of the beam due to scattering. Therefore, these lengths are the main characteristics of the zone in which the energy of the ion beam is absorbed. The obtained expressions, presumably, will form the basis for an analytical description of the absorbed energy distribution, the use of which will make it possible to estimate the size of the resist modification volume before carrying out the experiment.

Keywords: ion lithography, resist, polymethyl methacrylate, energy length, transport length, power potential, scattering cross-section, stopping power.